Время, с	Интенсивность света, лк
0	500
30	453
60	402
90	348
120	307
150	254
180	206

1. В. А. Барачевский, Г. И. Лашков, В. А. Цехомский. Фотохромизм и его применение. 1977.
2. Автореферат диссертации кандидатской Маркова, Татьяна Сергеевна Спектроскопия комплексов переходных металлов с переносом заряда в термохромных средах : Автореф. дис. ... канд. хим. наук : 02.00.04 СПб., 2006 17 с.

МОРФОЛОГИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ПАРОВОГО ПУЗЫРЬКА ПРИ ИНЕРЦИОННОМ РЕЖИМЕ РОСТА

Бирзина А.И.[1*], Соболева А.С.[1], Мартюшев Л.М.[1,2]

[1)] Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

[2)] Институт промышленной экологии УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

*E-mail: birzina.anna@gmail.com

MORPHOLOGICAL STABILITY OF THE VAPOR BUBBLE DURING THE INERTIAL GROWTH

Birzina A.I.[1*], Soboleva A.S.[1], Martyushev L.M.[1,2]

[1)] Ural Federal University, Yekaterinburg, Russia

[2)] Institute of Industrial Ecology UB RAS, Yekaterinburg, Russia

The growth of a spherical vapor bubble in inertial approximation is considered. It is shown that the surface of the growing bubble is always morphologically stable against infinitesimal perturbations. However, in the case of arbitrary perturbations surface instability may appear from the start of bubble growth. These results are independent from medium properties.

Необходимость рассмотрения вопросов устойчивости сферической поверхности пузырьков в жидкости обусловлена важностью их для понимания многих физико-химических процессов, имеющих практический интерес (подводные взрывы, кавитация, дистилляция, барботирование и др.).

Рассматривалось динамическое инерционное приближение роста пузырька [1], которое имеет место в случае низких давлений и относительно малых размеров. В этом приближении рост парового пузыря определяется величиной инерции жидкости при увеличении его объема, при этом: (1) давление пара считается постоянным и равным давлению насыщения при температуре жидкости, скорость роста определяется перепадом давлений внутри пузыря и в жидкости; (2) температура жидкости на границе пузыря не изменяется в период роста и равняется температуре вдали от пузырька. Используемое приближение позволяет ограничиться анализом устойчивости задачи, основанной на уравнения Эйлера [2].

Радиальная координата возмущенной поверхности пузырька записывалась в безразмерном виде как $\tilde{r}_S = \tilde{R} + \tilde{a} Y_n$ ($\tilde{R}$ – радиус поверхности пузырька, $\tilde{a}$ – амплитуда возмущения, нормированные на радиус зародышеобразования R_c, Y_n – сферическая гармоника порядка n). Приняв, что $\left|\tilde{a}(\tilde{t})\right| << \tilde{R}(\tilde{t})$, где $\tilde{t} = a_T t / R_c^2$ (a_T – коэффициент температуропроводности жидкости), можно в линейном приближении получить уравнение движения границы пузырька. При этом нулевой порядок дает уравнение движения невозмущенной поверхности (уравнение Рэлея), а линейный – уравнение вида

$$\ddot{\tilde{a}} + \frac{3\dot{\tilde{R}}}{R}\dot{\tilde{a}} - A\tilde{a} = 0, \qquad (1)$$

где $A = (n-1)\frac{\ddot{\tilde{R}}}{R} - \frac{\sigma R_c}{a_T^2 \rho}\frac{(n-1)(n+1)(n+2)}{\tilde{R}^3}$ (σ – коэффициент поверхностного натяжения, ρ – плотность жидкости, которая считается много больше плотности пара).

При используемых приближениях для $\tilde{R} >> 1$ из уравнения Рэлея получается линейная зависимость радиуса сферического пузырька от времени вида $\tilde{R} = \Phi \tilde{t}$, где $\Phi = \sqrt{4\sigma R_c / (3\rho a_T^2)}$. Это соотношение вместе с уравнением (1) позволяет найти решение $\tilde{a}(\tilde{R})$, которое будет иметь вид положительной убывающей функции. Таким образом, сферическая форма пузырька при инерционном режиме роста является всегда линейно устойчивой.

Переход от устойчивого роста к неустойчивому при нелинейных возмущениях может быть найден из анализа знака разности производства энтропии между режимами роста невозмущенного сферического пузырька и пузырька с развивающимся возмущением [3]. Такой анализ был проведен для элемента объема вблизи поверхности пузырька. Показано, что в динамической инерционной схеме роста производство энтропии для возмущенной границы всегда больше производства энтропии при невозмущенном росте, иными словами, поверхность пузырька всегда является нелинейно неустойчивой. Примечательно, что оба результат никак не зависит от теплофизических свойств жидкости.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-31-00255 мол_а.

1. Присняков В.Ф., Кипение, Наук.думка (1988).
2. Plesset M.S., J. Appl. Phys., 25, 96 (1954).
3. Martyushev L. M. and Birzina A. I., J. Phys. Condens. Matter 20, 465102 (2008).

INFLUENCE OF A SPIN-ORBIT EXCITON ON THE MAGNETIC ORDERING IN Sr_2IrO_4

Dikushina E.A.*, Avvakumov I.L.

Ural Federal University, Yekaterinburg, Russia

*E-mail: dikushina-lena@rambler.ru

Sr_2IrO_4 is a $5d$ transition-metal oxide. Unlike other compounds with similar electronic structure Sr_2IrO_4 has the Mott gap – it insulates instead of being metallic. The Mott gap in Sr_2IrO_4 is explained as splitting of t_{2g}-band into a full quartet and a half-filled doublet under strong spin-orbital coupling of $5d$-electrons [1]. This compound can be described by effective total angular momentum (or isospin) S-states, which take into consideration spin-orbit coupling and a large crystal field. Sr_2IrO_4 behaves like a quasi-2D Heisenberg antiferromagnet with isospin $S = 1/2$.

Here we use computer simulation to explore excitonic states in Sr_2IrO_4. Though the spin-orbit exciton has no charge, its hoppings misalign isospins and change the magnetic ordering [1,2]. The goal of this study is to model a single charge-neutral exciton motion through antiferromagnetically ordered Sr_2IrO_4 and qualitatively evaluate changes in system's characteristics.

In this simulation Sr_2IrO_4 is represented as a finite square lattice with Ir ions on sites. $S = 3/2$ is for an excited ion and $S = 1/2$ isospins correspond to ions with ground states [1,3]. This modelling includes magnetic interactions and exciton hopping.

Two models are compared – Ising and Heisenberg models – for describing a single spin-orbit exciton moving in the antiferromagnetic background.

The Hamiltonian with exciton hopping and anisotropic exchange coupling can be written as

$$\hat{H} = J_{\parallel} \sum_{\langle ij \rangle} S_i^z S_j^z + J_{\perp} \sum_{\langle ij \rangle} S_i^+ S_j^- - W \sum_{\langle ij \rangle} X_i^{\dagger} X_j, \tag{1}$$

where $J_{\parallel}, J_{\perp}$ are exchange coupling constants, S_i^z an isospin projection operator, S_i^+, S_j^- are raising and lowering operators for isospin projections, $X_i^{\dagger}, X_j$ denote exciton creation and annihilation operators. The hopping parameter $W = 2t^2/U$ is defined by the intraorbital Coulomb repulsion U and hopping integral t. $J_{\perp} = 0$ corresponds to Ising model, while for Heisenberg model $J_{\perp} = J_{\parallel}$.